



## Vies moyennes de niveaux de $^{53}\text{Mn}$ excités par la réaction $^{50}\text{Cr} (\alpha, p\gamma)^{53}\text{Mn}$

P. Fintz, I. Riedinger-Ordoñez, G. Guillaume, F. Jundt, A. Gallmann

### ► To cite this version:

P. Fintz, I. Riedinger-Ordoñez, G. Guillaume, F. Jundt, A. Gallmann. Vies moyennes de niveaux de  $^{53}\text{Mn}$  excités par la réaction  $^{50}\text{Cr} (\alpha, p\gamma)^{53}\text{Mn}$ . Journal de Physique, 1979, 40 (6), pp.511-517. 10.1051/jphys:01979004006051100 . jpa-00209133

**HAL Id: jpa-00209133**

**<https://hal.science/jpa-00209133>**

Submitted on 1 Jan 1979

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# LE JOURNAL DE PHYSIQUE

Classification

Physics Abstracts

23.20C — 25.60 — 27.40

## Vies moyennes de niveaux de $^{53}\text{Mn}$ excités par la réaction $^{50}\text{Cr}(\alpha, p\gamma)^{53}\text{Mn}$

P. Fintz, I. Riedinger-Ordoñez, G. Guillaume, F. Jundt et A. Gallmann

Centre de Recherches Nucléaires et Université Louis-Pasteur, 67037 Strasbourg, France

(Reçu le 18 janvier 1979, accepté le 6 février 1979)

**Résumé.** — Les propriétés électromagnétiques du noyau  $^{53}\text{Mn}$  sont étudiées à l'aide de la réaction  $^{50}\text{Cr}(\alpha, p\gamma)^{53}\text{Mn}$  à  $E_\alpha = 14,5$  MeV. Les rayonnements  $\gamma$  sont détectés en coïncidence avec les groupes de protons observés à l'aide d'un détecteur annulaire placé à  $180^\circ$  dans l'axe du faisceau. Des rapports d'embranchement de transitions  $\gamma$  sont donnés. La méthode d'atténuation de l'effet Doppler a été utilisée pour déduire les vies moyennes : niveau de 3,42 MeV,  $\tau = 1,0^{+0,6}_{-0,4}$  ps ; niveau de 3,44 MeV,  $\tau = 0,13^{+0,05}_{-0,04}$  ps ; niveau de 4,15 MeV,  $\tau = 0,07 \pm 0,02$  ps.

Pour les niveaux à  $E_x < 3$  MeV nos valeurs de  $\tau$  sont en accord avec des résultats obtenus ailleurs. Pour le niveau de 3,44 MeV nous déduisons  $J^\pi = 15/2^-$  sans ambiguïté. Certaines probabilités de transitions B(M1) et B(E2) sont déterminées et comparées aux prédictions des modèles récents.

**Abstract.** — The electromagnetic properties of  $^{53}\text{Mn}$  were studied through the  $^{50}\text{Cr}(\alpha, p\gamma)^{53}\text{Mn}$  reaction at  $E_\alpha = 14,5$  MeV. Gamma rays were detected in coincidence with proton groups observed at back angles in an annular detector. Branching ratios of  $\gamma$ -ray decaying states are given. Mean lifetimes were deduced from the DSA method : 3.42 MeV level,  $\tau = 1.0^{+0.6}_{-0.4}$  ps ; 3.44 MeV level,  $\tau = 0.13^{+0.05}_{-0.04}$  ps ; 4.15 MeV level,  $\tau = 0.07 \pm 0.02$  ps.

For states below 3 MeV our results are consistent with previous values. For the 3.44 MeV level we deduced a  $J^\pi = 15/2^-$  assignment which rules out previous ambiguities. Some B(M1) and B(E2) values are determined and compared to recent theoretical predictions.

**1. Introduction.** — De récentes approches théoriques [1-4] effectuées sur le noyau  $^{53}\text{Mn}$  (noyau à couches fermées en neutrons) ont conduit à prédire l'existence de nombreux états à basse énergie d'excitation ( $< 4$  MeV) et à déterminer, entre autres, des probabilités de transitions électromagnétiques. Les moments angulaires, parités et vies moyennes obtenus expérimentalement pour plusieurs niveaux de  $^{53}\text{Mn}$  ont été reportés [5], de même que certains rapports d'embranchement  $\gamma$  issus de ces niveaux. Les réactions le plus fréquemment utilisées pour peupler ce noyau sont  $^{40}\text{Ca}(^{16}\text{O}, 3p)$  qui alimente de façon sélective les niveaux de la ligne Yrast [6] et  $^{50}\text{Cr}(\alpha, p)$  [7-10] dont l'intérêt est d'exciter en plus d'autres niveaux. Ces études expérimentales, faites pour l'essentiel en spectroscopie directe, laissent toutefois subsister des ambiguïtés quant aux attributions de moments angulaires et de rapports d'embranchement  $\gamma$  et des lacunes quant à la connaissance des vies moyennes de certains niveaux.

Le présent travail a été entrepris, en mesurant les coïncidences proton- $\gamma$  de la réaction  $^{50}\text{Cr}(\alpha, p\gamma)^{53}\text{Mn}$ ,

dans le but, d'une part, d'obtenir des informations complémentaires sur les énergies des transitions  $\gamma$  et les rapports d'embranchement  $\gamma$ , et, d'autre part, de déterminer simultanément et dans les mêmes conditions expérimentales, les vies moyennes de plusieurs niveaux, d'en déduire les valeurs absolues des éléments de matrice de transition électromagnétique et de les comparer aux descriptions théoriques existantes sur  $^{53}\text{Mn}$ . Certains résultats préliminaires ont été reportés précédemment [11].

**2. Techniques expérimentales.** — Un faisceau de particules  $\alpha$  de 14,5 MeV d'énergie et de  $\sim 30$  nA d'intensité, bombardait des cibles de  $^{50}\text{Cr}$  de  $\sim 135$   $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  d'épaisseur. Ces cibles étaient obtenues par réduction d'oxyde de chrome enrichi en  $^{50}\text{Cr}$  à 96 % et déposées sur des supports d'or (6,5  $\text{mg}/\text{cm}^2$ ).

Nous avons détecté les protons à l'aide d'un semi-conducteur annulaire au silicium, de 200  $\text{mm}^2$  de surface et 750  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, placé à l'angle de  $180^\circ$  dans l'axe du faisceau et à une distance de 24 mm de la

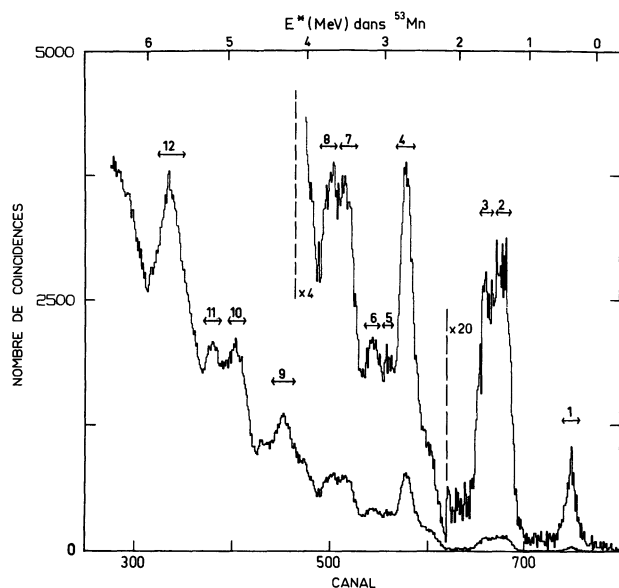


Fig. 1. — Partie haute énergie du spectre des protons, obtenu à l'aide d'un détecteur annulaire placé à  $\theta = 180^\circ$ , en coïncidence avec tous les rayonnements  $\gamma$ . Les fenêtres relatives à différents groupes de protons sont représentées sur la figure.

[High energy part of the proton spectrum observed at back angles in an annular detector and in coincidence with all  $\gamma$ -rays. Proton groups are labelled by gate numbers.]

cible. Ce détecteur était protégé des particules  $\alpha$  rétrodiffusées par un absorbant en aluminium de 0,14 mm d'épaisseur.

Pour mesurer les rayonnements  $\gamma$ , nous avons utilisé un détecteur Ge(Li) de  $100 \text{ cm}^3$  de volume actif (efficacité 22 % et 2,5 keV de résolution pour la raie de 1,33 MeV du  $^{60}\text{Co}$ ). Ce détecteur placé à 4 cm de la cible pouvait occuper, autour de cette cible, toutes les positions angulaires repérées par rapport à l'axe du faisceau incident. Pour déterminer les vies moyennes, par déplacement Doppler, deux séries de mesures indépendantes ont été effectuées, l'une à  $0^\circ$  et  $90^\circ$  et l'autre à  $30^\circ$  et  $90^\circ$ . Pour mesurer les rapports d'embranchement nous avons placé le détecteur  $\gamma$  à  $55^\circ$ .

Un circuit classique de type *rapide-lent* a été utilisé pour mesurer les coïncidences proton- $\gamma$ . L'acquisition des événements bruts, en mode bidimensionnel, était effectuée sur bande magnétique gérée par un ordinateur en ligne. L'exploitation complète des résultats était réalisée après l'expérience, en sélectionnant les différents états excités de  $^{53}\text{Mn}$  par les groupes de protons correspondants.

La figure 1 représente le spectre de protons obtenu en coïncidence avec tous les rayonnements  $\gamma$ . Sur ce

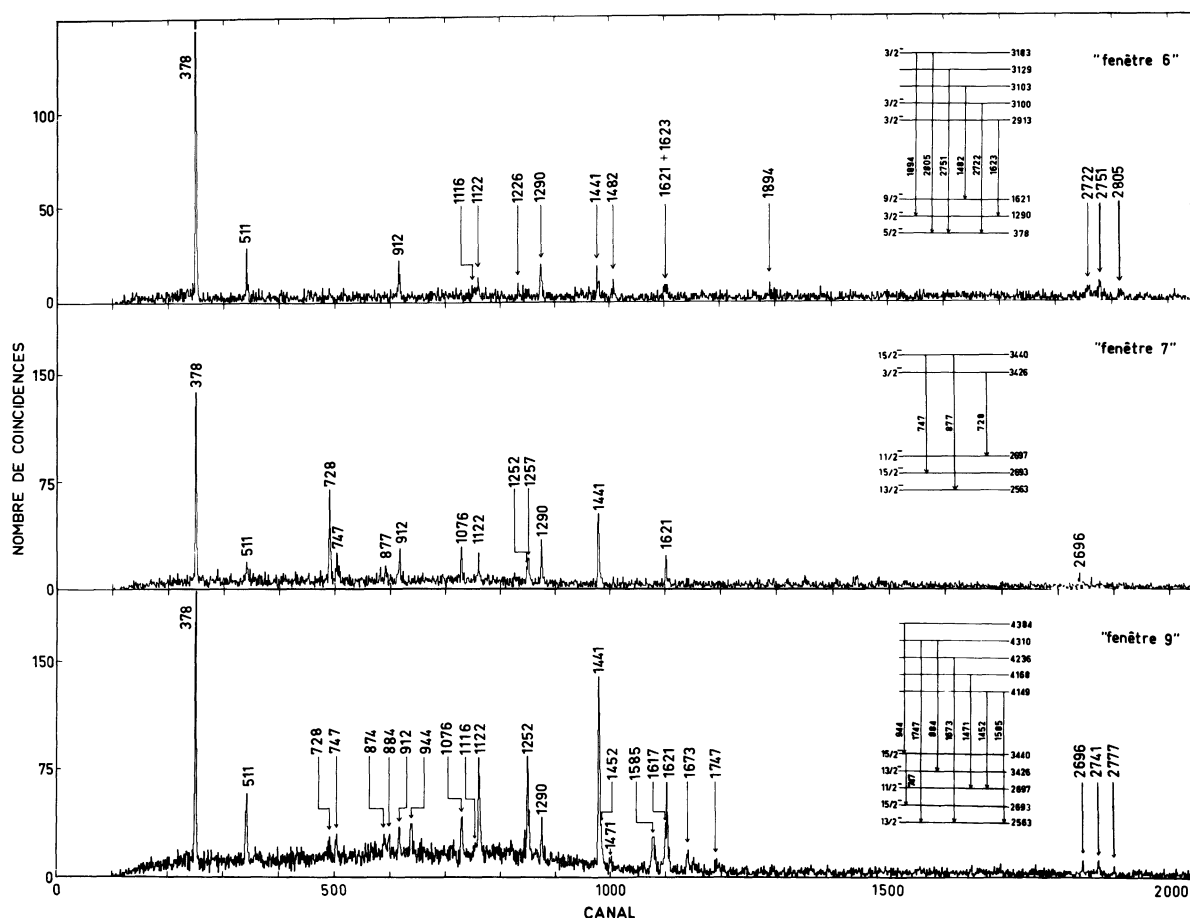


Fig. 2. — Exemples de spectres de rayonnements  $\gamma$  obtenus à  $\theta_\gamma = 90^\circ$  en coïncidence avec les groupes de protons (définis figure 1 par les fenêtres 6, 7 et 9). Les énergies des transitions reportées sont en keV.

[Examples of  $\gamma$ -ray spectra obtained at  $\theta_\gamma = 90^\circ$  detected in coincidence with proton groups corresponding to the gates 6, 7 and 9 in figure 1. Transition energies are in keV.]

Tableau I. — *Rapports d'embranchement  $\gamma$ .*[ $\gamma$ -branching ratios.]

$E_i \rightarrow E_f$ (keV)	$E_f$ (keV)	Transitions $\gamma$ analysées (keV)	Rapports d'embranchement (%)		
			Présent travail	autres travaux ( <sup>a</sup> )	( <sup>b</sup> )
1 290	378	912,4 $\pm$ 0,4	44 $\pm$ 3	49 $\pm$ 1	46
	0	1 290,2 $\pm$ 0,4	56 $\pm$ 3	51 $\pm$ 1	54
1 621	378	1 243,1 $\pm$ 2,0	10 $\pm$ 2	10	
	0	1 620,9 $\pm$ 0,4	90 $\pm$ 2	90	
2 563	1 621		< 3		
	1 441	1 121,4 $\pm$ 0,5	100		
3 183	1 290	1 893,6 $\pm$ 1,0	39 $\pm$ 8		23
	378	2 805,2 $\pm$ 1,0	61 $\pm$ 8		68
	0				9
3 426	2 697	728,3 $\pm$ 0,4	100		
	1 441		< 12		
3 440	2 693	747,0 $\pm$ 0,4	76 $\pm$ 3		
	2 563	877,1 $\pm$ 2,0	24 $\pm$ 3		
3 705	2 563	1 142,0 $\pm$ 1,0	21 $\pm$ 9		
	1 621	2 084,6 $\pm$ 1,0	79 $\pm$ 9		

(<sup>a</sup>) [8].(<sup>b</sup>) [12].

spectre sont reportées les largeurs des fenêtres placées sur les différents groupes de protons qui ont servi à obtenir, en coïncidence, les spectres de rayonnements  $\gamma$  dont quelques-uns sont reproduits figure 2.

3. **Résultats.** — Dans le tableau I sont résumés les rapports d'embranchement  $\gamma$  déduits de ce travail ainsi que ceux reportés par d'autres auteurs [8, 12]. Remarquons que la désexcitation du niveau situé à 3,440 MeV se fait par deux transitions  $\gamma$  de 747,0  $\pm$  0,4 et 877,1  $\pm$  2,0 keV vers, respectivement, les niveaux à 2,693(15/2<sup>-</sup>) et 2,563(13/2<sup>-</sup>) MeV, alors que pour la transition  $\gamma$  de 877 keV une limite supérieure de 10 % [6, 9] avait été reportée. Les limites que nous donnons sur certaines branches  $\gamma$  ont été calculées en prenant deux écarts standard sur l'intensité correspondant à une zone d'énergie couvrant le pic présumé. Les énergies des transitions  $\gamma$  analysées ont été déterminées en se référant aux énergies données à la fois par diverses sources  $\gamma$  et par plusieurs rayonnements  $\gamma$  de la réaction. Les valeurs reportées

Tableau II. — *Vies moyennes.*

[Mean lifetimes.]

$E^*$ (MeV)	$J^\pi$	Transitions $\gamma$ analysées (keV)	$F(\tau)_{\text{exp}}$ ( <sup>a</sup> )	$\tau$ (ps) autres travaux				
				Présent travail ( <sup>b</sup> )	( <sup>c</sup> )	( <sup>d</sup> )	( <sup>e</sup> )	
1,29	3/2 <sup>-</sup>	$\left\{ \begin{array}{l} 1\,290,2 \pm 0,4 \\ 912,4 \pm 0,4 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,22 \pm 0,05 \\ 0,25 \pm 0,07 \end{array} \right\}$	0,58 $\begin{smallmatrix} +0,20 \\ -0,14 \end{smallmatrix}$	0,81 $\begin{smallmatrix} +0,35 \\ -0,25 \end{smallmatrix}$		0,78 $\begin{smallmatrix} +0,06 \\ -0,05 \end{smallmatrix}$	
1,44	11/2 <sup>-</sup>	1 441,6 $\pm$ 0,4	0,22 $\pm$ 0,04	0,61 $\begin{smallmatrix} +0,16 \\ -0,13 \end{smallmatrix}$	0,81 $\begin{smallmatrix} +0,30 \\ -0,20 \end{smallmatrix}$	$\leq 0,77$	0,85 $\begin{smallmatrix} +0,11 \\ -0,10 \end{smallmatrix}$	
1,62	9/2 <sup>-</sup>	1 620,9 $\pm$ 0,4	0,24 $\pm$ 0,04	0,52 $\begin{smallmatrix} +0,15 \\ -0,11 \end{smallmatrix}$	0,66 $\begin{smallmatrix} +0,25 \\ -0,15 \end{smallmatrix}$	$\leq 0,42$	0,68 $\begin{smallmatrix} +0,08 \\ -0,07 \end{smallmatrix}$	
2,27	5/2 <sup>-</sup>	2 275,7 $\pm$ 0,8	0,37 $\pm$ 0,06	0,30 $\begin{smallmatrix} +0,10 \\ -0,07 \end{smallmatrix}$	0,47 $\begin{smallmatrix} +0,16 \\ -0,10 \end{smallmatrix}$		0,35 $\begin{smallmatrix} +0,07 \\ -0,06 \end{smallmatrix}$	
2,41	3/2 <sup>-</sup>	2 408,7 $\pm$ 1,2	0,56 $\pm$ 0,07	0,16 $\begin{smallmatrix} +0,06 \\ -0,04 \end{smallmatrix}$	0,17 $\begin{smallmatrix} +0,04 \\ -0,04 \end{smallmatrix}$		0,42 $\begin{smallmatrix} +0,05 \\ -0,04 \end{smallmatrix}$	
2,57	7/2 <sup>-</sup>	2 195,3 $\pm$ 0,9	0,73 $\pm$ 0,06	0,08 $\begin{smallmatrix} +0,03 \\ -0,02 \end{smallmatrix}$	0,07 $\begin{smallmatrix} +0,03 \\ -0,03 \end{smallmatrix}$		0,19 $\begin{smallmatrix} +0,04 \\ -0,04 \end{smallmatrix}$	
3,10	3/2 <sup>-</sup>	2 722,4 $\pm$ 1,6	0,80 $\pm$ 0,11	0,06 $\begin{smallmatrix} +0,03 \\ -0,02 \end{smallmatrix}$			0,105 $\pm$ 0,019	
3,13	5/2 <sup>-</sup>	2 751,1 $\pm$ 0,8	0,76 $\pm$ 0,07	0,08 $\begin{smallmatrix} +0,03 \\ -0,02 \end{smallmatrix}$			0,15 $\pm$ 0,03	
3,42	13/2 <sup>-</sup>	728,3 $\pm$ 0,4		1,0 $\begin{smallmatrix} +0,6 \\ -0,4 \end{smallmatrix}$				
3,44	15/2 <sup>-</sup>	747,0 $\pm$ 0,4	0,61 $\pm$ 0,08	0,13 $\begin{smallmatrix} +0,05 \\ -0,04 \end{smallmatrix}$		$\leq 0,57$		
4,15		1 584,3 $\pm$ 0,5	0,83 $\pm$ 0,10	0,07 $\begin{smallmatrix} +0,02 \\ -0,02 \end{smallmatrix}$				

(<sup>a</sup>) Valeurs moyennes sur deux mesures.(<sup>b</sup>) Valeurs adoptées (voir texte).(<sup>c</sup>) [8].(<sup>d</sup>) [9].(<sup>e</sup>) [10].

dans les tableaux I et II sont des moyennes effectuées sur plusieurs mesures.

Pour déterminer les vies moyennes nous avons utilisé la méthode d'atténuation de l'effet Doppler, en mesurant le déplacement du barycentre des raies  $\gamma$  émises par les noyaux  $^{53}\text{Mn}^*$  reculant dans l'absorbant d'or, pour deux positions angulaires du détecteur  $\gamma$  (Fig. 3). On détermine ainsi un facteur d'atténuation  $F(\tau)$  expérimental. Les erreurs sur  $F(\tau)$  ont été évaluées en tenant compte des erreurs sur la position du centre de gravité des raies  $\gamma$  étudiées, des erreurs sur les énergies des transitions  $\gamma$  ainsi que des erreurs liées aux imprécisions angulaires dues aux dimensions finies des détecteurs de particules et de rayonnements  $\gamma$ . La vie moyenne  $\tau$  était alors déduite de la comparaison de  $F(\tau)$  expérimental avec  $F(\tau)$  calculé suivant la formulation de Blaugrund qui utilise la théorie de Lindhard *et al.* [13], et en tenant compte des deux milieux ralentisseurs, cible et support. Les coefficients des pouvoirs d'arrêt électroniques utilisés sont les

suivants : pour  $^{53}\text{Mn}$  dans  $^{50}\text{Cr}$ ,  $k_e = 0,152 \pm 0,022$  ; pour  $^{53}\text{Mn}$  dans Au,  $k_e = 0,371 \pm 0,055$ . La figure 4 montre en exemple la courbe  $F(\tau)$  correspondant à la transition de  $1,440 \rightarrow 0$  MeV. Dans la plupart des cas, la statistique permettait d'effectuer une analyse de la forme des raies  $\gamma$  en adoptant la représentation phénoménologique donnée par Warburton *et al.* [14]. La figure 5 montre deux exemples d'analyses effectuées sur un spectre  $\gamma$  obtenu à  $30^\circ$ .

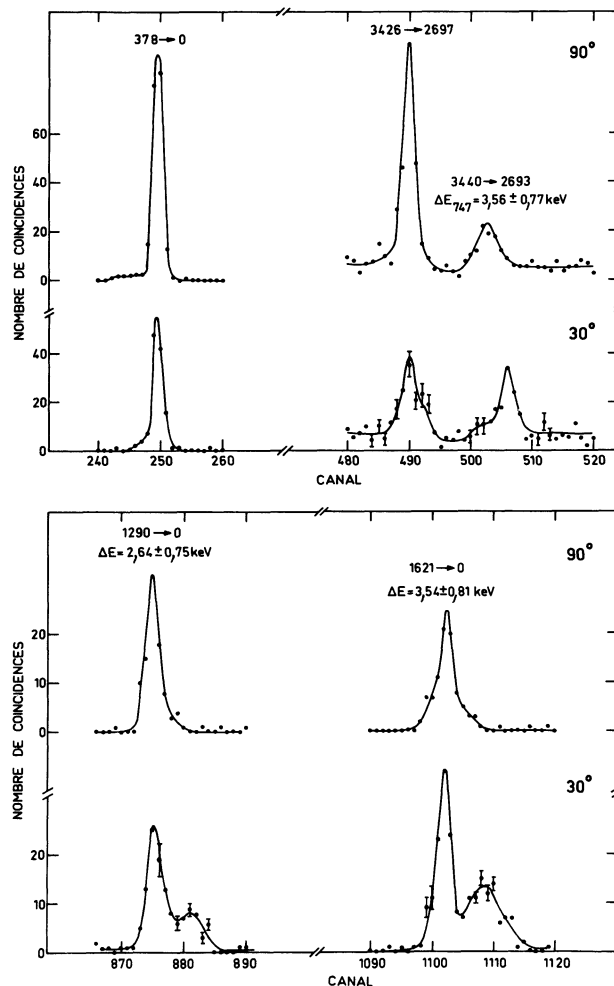


Fig. 3. — Spectres partiels de rayonnements  $\gamma$  observés à  $\theta_\gamma = 90^\circ$  et  $\theta_\gamma = 30^\circ$ . Les courbes en trait plein sont des guides pour l'œil. Les énergies des transitions reportées sont en keV.

[Parts of  $\gamma$ -ray spectra observed at  $90^\circ$  and  $30^\circ$ . Curves are guide for the eye. Transition energies are in keV.]

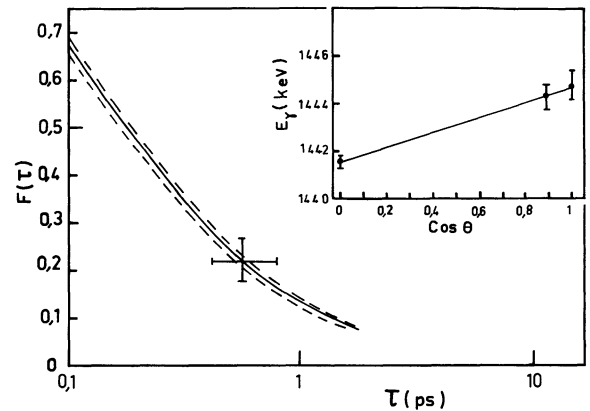


Fig. 4. — Comparaison, avec la valeur expérimentale, de  $F(\tau)$  fonction de  $\tau$  pour le niveau à 1,44 MeV. Les courbes en tirets donnent les limites correspondant à une variation de  $\pm 15\%$  sur les valeurs de  $k_e$ . En encart sont montrés les déplacements en énergie des rayonnements  $\gamma$  de la transition  $1,44 \rightarrow 0$  MeV.

[Comparison with the experimental value of the theoretical attenuation factor  $F(\tau)$ , calculated as a function of  $\tau$  for the 1.44 MeV level. A 15% variation of the electronic stopping power coefficient leads to the dashed lines. Energy shifts of the 1.44 MeV  $\gamma$ -ray transition are inserted on the figure.]

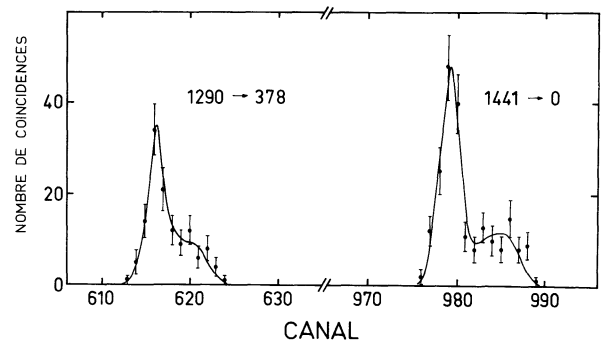


Fig. 5. — Exemples d'analyse de formes de raies ; les spectres de rayonnements  $\gamma$  sont observés à  $\theta_\gamma = 30^\circ$ . Les énergies des transitions reportées sont en keV.

[Examples of line shape analysis for  $\gamma$ -ray spectra observed at  $30^\circ$ . Transition energies are in keV.]

Nous donnons dans le tableau II, les valeurs de  $F(\tau)$  ainsi que les vies moyennes obtenues pour les transitions  $\gamma$  reportées. Les résultats présentés ici ont été déduits des analyses des spectres de coïncidences obtenus dans deux mesures indépendantes et,

pour presque toutes les transitions, nous avons utilisé les deux méthodes d'analyse (déplacement du barycentre et forme de raie). Celles-ci ont toujours conduit, pour un niveau donné, à des résultats similaires quant à  $\tau$ , ce qui nous a amenés à prendre la moyenne arithmétique, seule valeur reproduite dans le tableau. Les valeurs de  $\tau$ , relatives aux premiers niveaux, sont en accord avec celles reportées précédemment [8, 10] par d'autres auteurs à l'aide de la même réaction  $^{50}\text{Cr}(\alpha, p)^{53}\text{Mn}$ , les faibles différences s'expliqueraient en partie par l'incertitude que l'on a sur le pouvoir d'arrêt. Georgopoulos *et al.* [10] ont utilisé une cible de  $1,8 \text{ mg/cm}^2$  de chrome sur  $25,4 \mu\text{m}$  de tantale, la valeur de  $v/c$  (calculée à partir de leur travail) étant de  $\sim 0,7\%$ , alors que nous-mêmes utilisons une cible mince de  $135 \mu\text{g/cm}^2$  de chrome sur support d'or ( $0,003 \text{ mm}$ ), la valeur de  $v/c$  étant de  $\sim 0,9\%$ . Comme la partie électronique du pouvoir d'arrêt est mieux connue que la partie nucléaire, nous remplissons de meilleures conditions expérimentales pour déterminer ces vies moyennes.

**4. Discussion.** — La structure du noyau  $^{53}\text{Mn}$  a été étudiée en particulier par Benson et Johnstone [1] au moyen du modèle des couches et d'une interaction effective déduite de niveaux expérimentalement connus, en considérant un cœur  $N = 28$  et trois trous de protons dans la couche  $1f_{7/2}$ . Afin de pouvoir rendre compte du maximum d'états excités, ces auteurs ont supposé en plus une excitation d'un proton dans la couche  $2p_{3/2}$  ainsi que des excitations de neutrons qui permettent seules de reproduire les états de haut moment angulaire trouvés expérimentalement. Ce dernier traitement a été étendu aux couches  $2p_{1/2}$  et  $1f_{5/2}$ . Müller-Arnke [3] a complété les calculs de Benson et Johnstone et évalué les énergies des niveaux et leurs propriétés électromagnétiques, en introduisant d'autres éléments de matrice d'interaction. Dans une étude parallèle sur l'interprétation des noyaux de la couche  $1f_{7/2}$ , en particulier sur le noyau  $^{53}\text{Mn}$ , Yokoyama *et al.* [4] ont montré l'importance de l'excitation d'un neutron à partir d'un cœur  $N = 28$ . De son côté Paar [2] a utilisé, pour décrire les propriétés du noyau  $^{53}\text{Mn}$ , le modèle d'Alaga basé sur un couplage de trois protons à des vibrations quadrupolaires.

Nous reproduisons dans la figure 6, et pour une région d'énergie d'excitation inférieure à 4 MeV, des spectres théoriques partiels correspondant à ces études ainsi que le spectre expérimental; dans le tableau III, quelques probabilités de transitions expérimentales sont comparées aux prédictions des calculs [1-4]. Remarquons que pour les probabilités de transitions  $B(E2)$  il y a, en général, un assez bon accord entre la théorie et l'expérience, tandis que pour les probabilités de transitions  $B(M1)$  l'accord est loin d'être bon. Ces dernières probabilités sont en effet très sensibles aux petits mélanges de configurations dans les fonctions d'ondes.

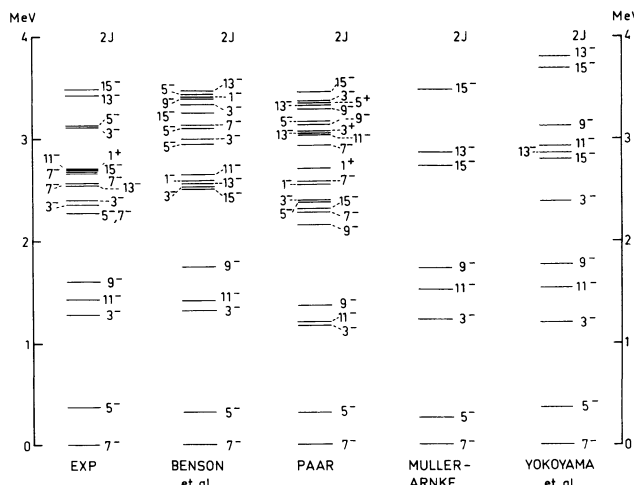


Fig. 6. — Comparaison entre le spectre d'énergie expérimental et quelques spectres théoriques partiels pour le noyau  $^{53}\text{Mn}$ .

[Comparison between the experimental and partial theoretical level schemes of  $^{53}\text{Mn}$ .]

Les quatre premiers niveaux excités ( $5/2^-$ ,  $3/2^-$ ,  $11/2^-$  et  $9/2^-$ ) ainsi que le premier niveau de moment angulaire  $15/2^-$  sont reproduits correctement par les modèles, aussi bien du point de vue énergie d'excitation que propriétés électromagnétiques.

Le niveau à 2,563 MeV ( $13/2^-$ ) est décrit par Benson et Johnstone [1] comme formé de 99,6 % d'excitation de neutrons : ce niveau apparaît donc comme le premier état intrus. Pour Paar [2], le premier état de moment angulaire  $13/2^-$  se situe au-dessus de 3,0 MeV d'énergie d'excitation et la probabilité de transition  $B(E2)$  de cet état vers le premier niveau  $11/2^-$  à 1,44 MeV est, dans ce modèle,  $10^3$  fois plus forte que la valeur expérimentale correspondante; il semble donc que l'état  $13/2^-$  établi par Paar ne corresponde pas au niveau situé à 2,563 MeV.

La vie moyenne de  $0,13 \pm 0,05$  ps que nous reportons pour le niveau à 3,44 MeV permet de lever les ambiguïtés de moments angulaires résultant de l'étude de Sawa [9]. En effet, pour ce niveau, et compte tenu des diverses possibilités [9] de mélange multipolaire de la transition  $3,440 \rightarrow 2,693 \text{ MeV}$ , on obtient pour  $J^\pi = 15/2^-$  :  $B(E2) > 5 \text{ W.u.}$ , et pour  $J^\pi = 17/2^-$  ou  $19/2^-$  :  $B(E2) > 240 \text{ W.u.}$ ; la parité  $\pi$  positive conduirait à  $B(M2) > 30 \text{ W.u.}$  Au vu des limites admises [15] pour les probabilités de transitions électromagnétiques dans les noyaux de masse  $A < 45$ , limites pouvant être étendues aux noyaux plus lourds [15], la valeur  $J^\pi = 15/2^-$  peut seule être retenue. Les calculs de modèle des couches [1, 3, 4] prédisent que cet état est le second  $15/2^-$  et que sa vie moyenne est comprise entre 0,06 ps et 0,17 ps suivant les auteurs. Ce niveau apparaît ainsi comme le second état intrus; un désaccord existe entre la valeur théorique et la valeur expérimentale de  $B(E2)$  correspondant à la transition  $(15/2)_2 \rightarrow (15/2)_1$ .

Tableau III. — *Probabilités de transitions expérimentales et théoriques* <sup>(a)</sup>.

[Experimental and theoretical transition probabilities.]

Transitions				Expérience <sup>(b)</sup>		<sup>(c)</sup>	<sup>(d)</sup>	Théorie <sup>(e)</sup>		<sup>(f)</sup>		
$E_i$ (keV)	$E_f$ (keV)	$2 J_i \rightarrow 2 J_f$		B(M1)	B(E2)	B(E2)	B(M1)	B(E2)	B(M1)	B(E2)	B(M1)	B(E2)
378	0	5 <sub>1</sub>	7 <sub>1</sub>	6,90 ± 0,01	207 ± 1	248	1	190	3,992	223,14	—	—
1 290	378	3 <sub>1</sub>	5 <sub>1</sub>	57 ± 21	28 ± 11		62	50	10,170	28,06		
	0		7 <sub>1</sub>		228 ± 88	102		100		86,96		
1 441	0	11 <sub>1</sub>	7 <sub>1</sub>		222 ± 68	112		130		99,64		
1 621	378	9 <sub>1</sub>	5 <sub>1</sub>		53 ± 19	45		40		40,19		
	0		7 <sub>1</sub>	3 ± 1	113 ± 33	46	16	90	0,305	42,96		
2 275	1 290	5 <sub>2</sub>	3 <sub>1</sub>	8 ± 4			237	10	0,379	0,780		
	378		5 <sub>1</sub>	6 ± 2			35	60	7,33	0,860		
	0		7 <sub>1</sub>	11 ± 4	2,1 ± 0,7		151	5	0,251	0,133		
2 408	1 290	3 <sub>2</sub>	3 <sub>1</sub>	130 ± 50			219	40	2,485	0,072 5		
	378		5 <sub>1</sub>	6 ± 3			586	30	9,464	1,840		
	0		7 <sub>1</sub>		27 ± 11			10		1,767		
2 575	378	7 <sub>2</sub>	5 <sub>1</sub>	13 ± 6	101 ± 44		394	30	13,533	0,007 2		
	0		7 <sub>1</sub>	13 ± 6	10 ± 5		15	20	2,263	0,035		
3 440	2 563	15 <sub>2</sub>	13 <sub>1</sub>	155 ± 63					180,80	90,38	374	87,58
	2 693		15 <sub>1</sub>	780 ± 300 <sup>(g)</sup>	450 ± 200 <sup>(g)</sup>				490,95	0,505	1 705	0,457

<sup>(a)</sup> Unités : B(M1) en  $10^{-3} (\mu_N)^2$  ; B(E2) en  $e^2 fm^4$ .<sup>(b)</sup> Les mélanges multipolaires  $\delta$  nécessaires aux calculs des probabilités de transitions sont tirés de la référence [5], à défaut les calculs ont été effectués avec  $\delta = 0$ .<sup>(c)</sup> [1].<sup>(d)</sup> [2].<sup>(e)</sup> [3].<sup>(f)</sup> [4].<sup>(g)</sup> [ $\delta = -0,15$  [9]].

La comparaison des noyaux  $^{51}_{23}\text{V}_{28}$  et  $^{53}_{25}\text{Mn}_{28}$  montre que pour les états de moment angulaire bien établi, les séquences de moments angulaires ainsi que les probabilités de transitions électromagnétiques sont similaires [6, 7]. Si on considère les transitions entre les deux premiers états intrus  $15/2^-$  et  $13/2^-$  de ces deux noyaux, on constate que les valeurs de B(M1) sont aussi en bon accord :  $\sim 0,25 \mu_N^2$  [6, 16] pour la transition  $3,874 \rightarrow 3,387$  MeV dans  $^{51}\text{V}$  et  $\sim 0,16 \mu_N^2$  (tableau III) pour  $3,440 \rightarrow 2,563$  MeV dans  $^{53}\text{Mn}$ . Ce résultat corrobore l'attribution du moment angulaire  $15/2^-$  à l'état à 3,44 MeV. Dans un travail récent, Lister *et al.* [17] sont amenés à des conclusions identiques quant aux valeurs de  $\tau$  et de  $J^\pi$  relatives à l'état à 3,44 MeV.

Plusieurs états théoriques sont candidats (voir Fig. 6) pour les niveaux de 3,10 MeV ( $3/2^-$ ), 3,13 MeV ( $5/2^-$ ) et 3,42 MeV ( $13/2^-$ ) dont les vies moyennes ont été établies expérimentalement.

Le niveau à 4,15 MeV, de vie moyenne courte, a très certainement un moment angulaire élevé, compris entre  $9/2$  et  $15/2$ , au vu de son mode de désexcitation

vers les niveaux à 2,563 MeV ( $13/2^-$ ) et à 2,697 MeV ( $11/2^-$ ).

**5. Conclusion.** — L'étude expérimentale du noyau  $^{53}\text{Mn}$  par la réaction  $^{50}\text{Cr}(\alpha, p)^{53}\text{Mn}$  avec mesure de coïncidences p- $\gamma$ , a permis d'établir les rapports d'embranchement  $\gamma$  issus de cinq niveaux et de déterminer, dans les mêmes conditions expérimentales, les vies moyennes de onze niveaux. En particulier, les vies moyennes des niveaux de 3,42, 3,44 et 4,15 MeV sont données pour la première fois. En ce qui concerne l'état à 3,44 MeV, nous lui attribuons, compte tenu de sa vie moyenne, le moment angulaire et la parité  $15/2^-$ .

**Remerciements.** — Nous remercions Dr A. Müller-Arnke de nous avoir communiqué certains calculs de modèle des couches pour la masse 53. Nous voudrions aussi remercier Dr F. Haas pour les discussions que nous avons eues avec lui au sujet du présent travail.

## Bibliographie

- [1] BENSON, H. G. and JOHNSTONE, I. P., *Can. J. Phys.* **53** (1975) 1715.
- [2] PAAR, V., *Il Nuovo Cimento* **33A** (1976) 99.
- [3] MÜLLER-ARNKE, A., Communication privée (1977);  
HAAS, B. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **40** (1978) 1313.
- [4] YOKOYAMA, A. and ODA, T., *Prog. Theor. Phys.* **58** (1977) 1653;  
YOKOYAMA, A., Communication privée (1977);  
HORIE, H., MUTO, K., ODA, T. and YOKOYAMA, A., *J. Phys. Soc. Japan* **44** (1978) Suppl. p. 329.
- [5] AUBLE, R. L., *Nucl. Data Sheets* **21** (1977) 323.
- [6] GÖGELEIN, H., HUBER, R. B. and SIGNORINI, C., *Proc. Int. Conf. Nucl. Phys. Munich* (1973) vol. 1, p. 176;  
SIGNORINI, C., *Nucl. Spectroscopy and Nucl. Reactions with Heavy Ions*, Varenna Summer School (LXII Course, Ed. Bologna, 1976), p. 499.
- [7] BRANDOLINI, F., BRUSEGAN, A., RICCI, R. A. and SIGNORINI, C., *Proc. Topical Conf. on the Structure of  $1f_{7/2}$  Nuclei*, Padova (1971), p. 421.
- [8] GOODMAN, A. S. and DONAHUE, D. J., *Phys. Rev. C* **5** (1972) 875.
- [9] SAWA, Z. P., *Phys. Scr.* **7** (1973) 5.
- [10] GEORGOPULOS, P. D., HOFFMANN, E. J. and VAN PATTTER, D. M., *Nucl. Phys. A* **226** (1974) 1.
- [11] RIEDINGER-ORDOÑEZ, I., FINTZ, P., GALLMANN, A., GUILLAUME, G. and JUNDT, F., *Proc. Topical Conf. Phys. of Medium Light Nuclei*, Florence (1977) p. 465.
- [12] SCHULTE, R. L., KING, J. D. and TAYLOR, H. W., *Nucl. Phys. A* **243** (1975) 202.
- [13] BLAUGRUND, A. E., *Nucl. Phys.* **88** (1966) 501;  
LINDHARD, J., SHARFF, M. and SCHIØTT, H. E., *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* **33** (1963) n° 14.
- [14] WARBURTON, E. K., OLNESS, J. W. and POLETTI, A. R., *Phys. Rev.* **160** (1967) 938.
- [15] ENDT, P. M. and VAN DER LEUN, C., *Nucl. Phys. A* **235** (1974) 27.
- [16] SCHULZ, N., *Proc. Topical Conf. Phys. of Medium Light Nuclei*, Florence (1977), p. 79.
- [17] LISTER, C. J., OLNESS, J. W. and JOHNSTONE, I. P., *Phys. Rev. C* **18** (1978) 2169.
-